音速が大きいことを用いると一見流体力学的な方程式の組で置き換えることができる。それは，フェルミ面上の粒子分布の低次モーメントだけが重要になるからである。その方程式（Wölfle, LT 15）に基いて最近の実験の論文[1),2)]は書かれている。Ginzburg-Landau自由エネルギーの4次の項に相当する非線形ポテンシャルをつけ加えると，最近のコーネル大での非線形（ソリトン的）伝播の実験[3)]が説明できるのではあるまいか。

参　考　文　献

1) I. D. Calder et al, Phys. Rev. Letters **45**, 1866 (1980).

2) O. Avenel et al, preprint (longitudinal acoustic impedance).

3) E. Polturak et al, Phys. Rev. Letters **46**, 1588 (1981).

磁場中の^{3}He－Bのcollective modeに対するFermi liquid collections

東大・教養　長谷川泰正・生井沢　寛

最近，Avenel, Varoquaux, and Ebisawa[1)]によって，^{3}He－Bのゼロ音波吸収のピーク[2),3)]が磁場をかけることにより5つに分裂することが発見された。このことによって，吸収が全角運動量$J=2$のcollective modeの励起に対応していることが確かめられた。^{3}He－Bのcollective modeは，$J=0$，1，2のそれぞれ“Real”と“Imaginary”の固有モードに分類できることが知られているが，以前から知られていたピークが振動数$\omega=\sqrt{12/5}\,\Delta$の$J=2$ imaginary modeで，新しくみつけられたピークが$\omega=\sqrt{8/5}\,\Delta$の$J=2$ real modeであると考えられている。

我々は，^{3}He－Bのcollective modeを磁場の1次のオーダーまで解き，振動数とランデ因子に対するフェルミ流体補正を求めた。有効磁場に対するF_0^aとF_2^aによる補正のほかに，$J=2$のcollective modeは，$l=2$のランダウパラメターによる補正をうける。全角運動量Jと，その磁場方向の成分J_zによってあらわされたcollective modeの振動数$\omega^{(J,J_z)}$は，次のように求められた。

Real modeに対しては，

$$\omega^{(0,0)} = 2\varDelta$$

$$\omega^{(1,J_z)} = 0,$$

$$\omega^{(2,J_z)} = \sqrt{\frac{1+\frac{1}{5}\varDelta^2 PF_2^{\mathrm{a}}}{1+\frac{2}{25}\varDelta^2 PF_2^{\mathrm{a}}}}\sqrt{\frac{8}{5}}\varDelta + g_4^{(2)}\omega_{\mathrm{L}} J_z \ ,$$

imaginary modeに対しては，

$$\omega^{(0,0)} = 0,$$

$$\omega^{(1,J_z)} = 2\varDelta + g_5^{(1)}\omega_{\mathrm{L}} J_z \ ,$$

$$\omega^{(2,J_z)} = \sqrt{\frac{1+\frac{1}{5}\varDelta^2 PF_2^{\mathrm{s}}}{1+\frac{3}{25}\varDelta^2 PF_2^{\mathrm{s}}}}\sqrt{\frac{12}{5}}\varDelta + g_5^{(2)}\omega_{\mathrm{L}} J_z$$

である。ω_{L}は，有効ラーモア振動数で，

$$\omega_{\mathrm{L}} = \frac{\left(1+\frac{1}{5}F_2^{\mathrm{a}}\right)\gamma H}{1+\frac{2}{3}F_0^{\mathrm{a}}+\frac{1}{15}F_2^{\mathrm{a}}+\left(\frac{1}{3}F_0^{\mathrm{a}}+\frac{2}{15}F_2^{\mathrm{a}}+\frac{1}{5}F_0^{\mathrm{a}}F_2^{\mathrm{a}}\right)Y} \ ,$$

YはYoshida関数，γは^{3}Heの磁気角運動量比である。ランデ因子$g_\alpha^{(J)}$，$(\alpha, J) = (4, 2)$，$(5, 1)$，$(5, 2)$は，

$$g_4^{(2)} = \frac{1+\frac{1}{5}\varDelta^2 PF_2^{\mathrm{a}}}{2\left(1+\frac{2}{25}\varDelta^2 PF_2^{\mathrm{a}}\right)}\left\{\delta + \frac{\frac{1}{25}\varDelta^2 PF_2^{\mathrm{a}}}{\left(1+\frac{1}{5}\varDelta^2 PF_2^{\mathrm{a}}\right)^2}\left(1-10\delta-\varDelta^2 PF_2^{\mathrm{a}}\delta+\frac{F_2^{\mathrm{a}}Y}{10}\right)\right\},$$

$$g_5^{(1)} = \frac{\varDelta^2}{\omega^2} - \frac{1-Y}{\omega^2 P} \ ,$$

$$g_5^{(2)} = \frac{1+\frac{1}{5}\varDelta^2 PF_2^{\mathrm{s}}}{1+\frac{3}{25}\varDelta^2 PF_2^{\mathrm{s}}}\times\frac{1}{5}g_5^{(1)}$$

である。Pとδは，温度とωの関数で，

$$P = \int_0^\infty d\varepsilon \frac{\tanh\frac{E}{2T}}{E\left(E^2-\frac{\omega^2}{4}\right)} \ ,$$

$$\delta = -\frac{\varDelta^2}{5P}\int_0^\infty d\varepsilon \frac{d}{dE^2}\left(\frac{\tanh\frac{E}{2T}}{E\left(E^2-\frac{\omega^2}{4}\right)}\right)$$

である。($E=\sqrt{\varepsilon^2+\Delta^2}$)

F_2^a, F_2^sどちらも負であると，$\sqrt{8/5}\,\Delta$と$\sqrt{12/5}\,\Delta$より低い振動数で吸収がおきていることと，磁場がないときの温度依存性が説明できる。磁場をかけたときの実験データは，今のところ少ししかないが，精密な実験が行なわれると，ランダウパラメターを決める一つの有力な手段になることが期待される。

なおこの結果は，まもなく公表する予定です。

参 考 文 献

1) O. Avenel, E. Varoquaux and H. Ebisawa, Phys. Rev. Lett. **45**, (1980) 1952.
2) R. W. Giannetta, A. Ahonen, E. Polturak, J. Saunders, E. K. Zeise, R. C. Richardson, and D. M. Lee, Phys. Rev. Lett. **45**, (1980) 262.
3) D. B. Mast, Bimal K. Sarma, J. R. Owers-Bradley, I. D. Calder, J. B. Ketterson, and W. P. Halperin, Phys. Rev. Lett. **45**, (1980) 266.